

## Поляризационные свойства толстых анизотропных дифракционных голограмм, записанных на материалах, полимеризуемых инфракрасным излучением

© Р.С. Акопян, А.В. Галстян, Г.Г. Захарян, Ю.С. Чилингарян

Ереванский государственный университет,  
375025 Ереван, Армения  
e-mail: rhakob@www.physdep.r.am

(Поступило в Редакцию 29 апреля 2004 г.)

Экспериментально и теоретически изучены поляризационные свойства толстых анизотропных голографических решеток. Получены зависимости дифракционной эффективности, эллиптичности и ориентации поляризации выходного дифракционного пучка от азимутального угла поляризации падающего пучка под углом Брэгга. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами. Показана возможность управления дифракционными характеристиками в большом интервале изменения поляризации падающего излучения.

### Введение

В последние годы все большее внимание исследователей привлекают фотополимерные материалы, полимеризующиеся в ближней инфракрасной области спектра в качестве удобных сред для запоминающих устройств [1–9]. Такие среды дают возможность записывать структуры с большим разрешением. Одним из полезных свойств, которым обладают фотополимерные материалы, в отличие от фотографических пленок, фоторезисторов, желатинов и т.д. является возможность наблюдения динамики записи структур в реальном времени. Особенный интерес представляют композитные материалы, называемые полимерно-диспергированные жидкие кристаллы (ПДЖК) [10–13]. Эти среды интересны тем, что они обладают механическими свойствами полимеров и анизотропностью жидких кристаллов (ЖК). Анизотропные свойства жидкокристаллических молекул, внедренных в полимеры, позволяют управлять характеристиками уже записанных структур статическими электрическими полями, температурой, механическими деформациями и т.д. за счет переориентации молекул ЖК [13,14]. Дифракция света на объемных фазовых решетках на основе многослойных или голографических материалов изучалась довольно тщательно [15]. В частности, голографические полимерные системы были предметом детального изучения в течение прошлых десятилетий [16–18]. Благодаря потенциальной возможности их применения в различных оптических системах, таких как оптическая запись [19], детектирование акустических волн [20], плоские экраны и экраны желаемой кривизны [10,21], переключаемый цветной фильтр для дистанционного управления [22], оптиковолоконные переключатели [11], линзы с управляемым фокусным расстоянием [12]. Возможно также применение в проектировании оптических компьютеров и т.п. В силу вышеизложенного дифракционные решетки, записанные на ПДЖК, имеют множество применений и

их изучение представляет как академический, так и практический интерес [13]. В ПДЖК фиксация голограмм реализуется благодаря полимеризации (которая инициируется в освещенных регионах) и молекулярной диффузии, результатом чего является периодическая модуляция коэффициента преломления. Эти среды дают послеэкспозиционный контроль над дифракционной эффективностью и делают возможным получение электрооптически управляемых голографических умножителей, единиц хранения информации и линз с динамически изменяемым фокусным расстоянием.

Голографические ПДЖК материалы формируются освещением однородных светочувствительных мономерно-жидкокристаллических смесей интерференцией двух когерентных волн. По мере полимеризации число мономеров уменьшается в освещенных областях и из условия динамического равновесия концентрации мономера, начинается диффузия молекул мономера из темных областей в освещенные, а молекулы ЖК тем временем вытесняются из освещенных областей. Для изготовления ПДЖК выбираются такие молекулы ЖК, которые смешиваются с начальным раствором мономера, но не смешиваются с полимером или частично полимеризованным раствором, результатом чего является фазовое разделение жидкого кристалла и мономера/полимера. В результате полимеризации образуется полимерная матрица с периодической модуляцией плотности, в которой диспергированы молекулы ЖК в виде трехмерных доменов (капли) преимущественно в темных областях [14]. В некоторых специальных случаях образуются хорошо разделенные планарные зоны (2D) полимера и жидкого кристалла с субмикрометрическим разрешением [7]. Так как ориентация молекул ЖК очень чувствительна к гидродинамическим и диффузионным потокам, то директор ЖК преимущественно будет направлен вдоль волнового вектора конечной решетки. Как мы уже знаем, плотность жидкого кристалла в темных областях выше, чем в освещенных, следовательно, эффективный

коэффициент преломления в менее освещенных участках определяется в основном жидким кристаллом, а в освещенных областях суммарный коэффициент преломления обусловлен полимером. Поэтому модуляция коэффициента преломления, так же как дифракционная эффективность таких ПДЖК решеток, сильно зависит от плотности [23] и формы ЖК капель, ориентации жидкого кристалла внутри капель, температуры и т.д. Так как эти материалы сильно анизотропны, одним из важнейших вопросов здесь является понимание роли жидкого кристалла в угловой [24–26] и поляризационной зависимости полученных систем. Температурные свойства таких ПДЖК изучались довольно интенсивно [23,27]. В работе [23] изучена зависимость дифракционной эффективности от температуры ПДЖК при концентрации ЖК 28%, а в [27] изучены зависимости интенсивностей дифракционного и прошедшего пучков от температуры при двух разных поляризациях падающего пучка. Однако поляризационные свойства менее изучены [27], а именно экспериментально исследованы лишь зависимости интенсивностей дифракционного и прошедшего пучков от угла составленной линейной поляризации с плоскостью падения при температуре 27°С.

Целью данной работы являлось экспериментальное и теоретическое изучение поляризационных свойств ПДЖК решеток, а именно зависимость дифракционной эффективности и поляризации дифракционной волны на выходе из решетки от азимутального угла линейной поляризации падающей волны под углом Брэгга. Присутствие анизотропных молекул ЖК приводит к сильной зависимости дифракционных характеристик от азимутального угла, что позволяет легко управлять параметрами дифракционной волны.

Работа организована следующим образом: в разделе 1 приведено описание программно управляемой экспериментальной установки, на которой проводились исследования, и описание материалов, из которых изготовлено ПДЖК. В разделе 2 приведены экспериментальные результаты поляризационных исследований и подробный анализ результатов. Изучена зависимость дифракционной эффективности от азимутального угла поляризации падающего луча. Также изучена зависимость эллиптичности и ориентации эллипса поляризации дифракционной волны от того же азимутального угла поляризации. В разделе 3 приведено теоретическое рассмотрение этой системы. В подразделе 3.1 получена теоретическая зависимость дифракционной эффективности от азимутального угла поляризации. В подразделе 3.2 рассчитано состояние поляризации дифракционной волны от азимутального угла линейной поляризации падающей волны. В разделе 4 приведено обсуждение теоретических и экспериментальных результатов.

## 1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Пучок He–Ne лазера с длиной волны 628 nm, линейно поляризованный под углом 45° относительно

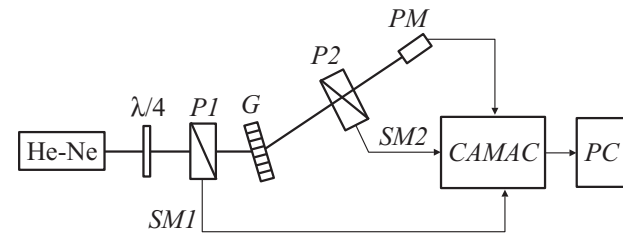


Рис. 1. Схема автоматизированной экспериментальной установки.

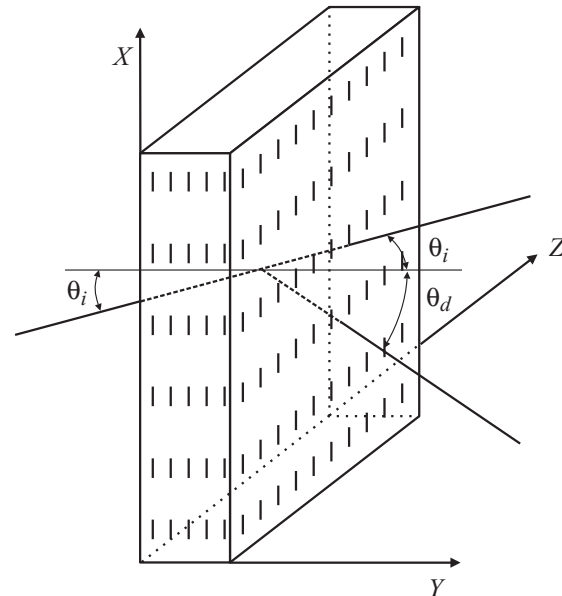


Рис. 2. Принципиальная схема дифракционной решетки и распределение жидкого кристалла.

плоскости падения ( $XY$  на рис. 2), проходит через  $\lambda/4$  пластинку и становится циркулярно поляризованной. Затем луч проходит через поляризатор  $P1$ , который закреплен на шаговом двигателе  $SM1$  и программно управляется с персонального компьютера  $PC$  с помощью интерфейса  $САМАС$ . Минимальный угол, на который способен вращать  $SM1$  поляризатор  $P1$ , порядка  $0.77^\circ$ . С помощью этой системы из персонального компьютера программно можно задавать заранее известную линейную поляризацию падающего пучка. Далее свет падает на голографическую решетку под углом Брэгга ( $\theta_B = 18.3^\circ$ ). Из решетки (рис. 2) выходят две волны (симметрично относительно оси  $oy$ , обе под углом Брэгга), прошедшая и дифракционная. Дифрагированный луч проходит через поляризатор  $P2$ , который закреплен на шаговом двигателе  $SM2$ , управляемый с персонального компьютера  $PC$  с тем же минимальным шагом, что и  $P1$ . Затем дифрагированный пучок падает на фотоприемник  $PM$ , подключенный к аналого-цифровому преобразователю (АЦП) в интерфейсе  $САМАС$ . Поляризатор вращается от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  с шагом  $4^\circ$  за исключением первого шага ( $2^\circ$ ). В первом эксперименте снимаем поляризатор  $P2$ , при каждой поляризации падающего

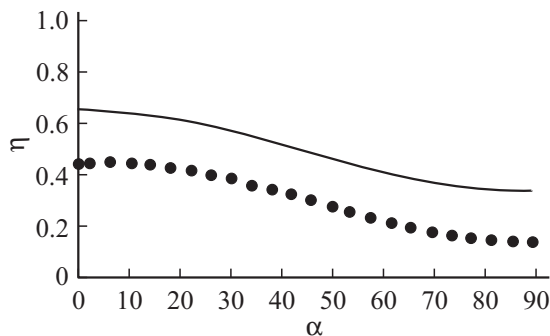
пучка фотоприемник  $PM$  регистрирует интенсивность дифрагированного луча. Во втором эксперименте при каждой поляризации падающего пучка поляризатор  $P2$  с возможным минимальным шагом вращается на  $360^\circ$  и АЦП снимает показания фотоприемника  $PM$ . Сделав перерасчет этих данных, восстанавливается состояние поляризации дифракционного пучка. Например, если в полярных координатах зависимость интенсивности на фотоприемнике от угла поляризатора  $P2$  имеет вид восьмерки, значит поляризация линейная, а угол поляризации равен углу наклона восьмерки. Таким образом, для каждого начального угла падения мы получаем угол поляризации выходного дифракционного пучка. В случае эллиптической поляризации дифракционного пучка этим углом является угол, составленный большей полуосью эллипса и плоскостью падения.

## 2. Экспериментальные результаты

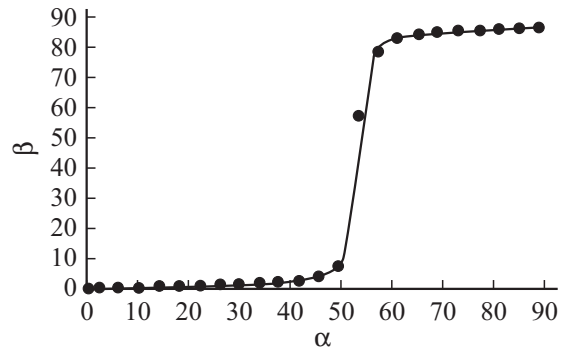
На рис. 3 приведена экспериментальная (кружки) зависимость дифракционной эффективности от азимутального угла поляризации падающего пучка  $\alpha$ . Эффективность меняется плавно от  $\eta_p = 0.45$  (азимутальный угол поляризации  $\alpha = 0^\circ$ ) до  $\eta_s = 0.14$  (азимутальный угол поляризации  $\alpha = 90^\circ$ ). Из рисунка видно, что резкое изменение происходит около азимутального угла падающего пучка  $50^\circ - 60^\circ$ .

На рис. 4 приведена экспериментальная (кружки) зависимость угла ориентации эллипса поляризации  $\beta$  от азимутального угла поляризации падающего пучка  $\alpha$ . Как мы видим, ориентация эллипса поляризации дифракционной волны медленно возрастает от  $0^\circ$  до  $5^\circ$  при изменении азимутального угла падающей волны от  $0^\circ$  приблизительно до  $50^\circ$ , затем в области от  $50^\circ$  приблизительно до  $60^\circ$  угол ориентации эллипса поляризации дифракционной волны резко возрастает до  $85^\circ$ , после чего в интервале  $\alpha$  от  $60^\circ$  до  $90^\circ$  ориентация эллипса поляризации дифракционной волны медленно возрастает до  $90^\circ$ .

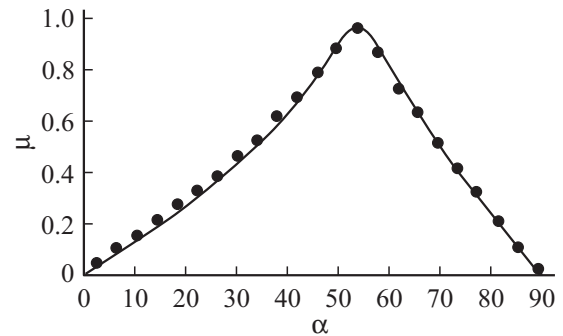
На рис. 5 приведена экспериментальная (кружки) зависимость эллиптичности  $\mu$  от азимутального угла



**Рис. 3.** Зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  от азимутального угла линейной поляризации падающего пучка  $\alpha$  ( $d = 26.4 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 628 \text{ nm}$ ,  $\epsilon_{\text{pol}} = 2.2535$ ,  $\epsilon_{\perp} = 2.3$ ,  $\epsilon_{\parallel} = 2.9474$ ,  $c = 0.35$ ).



**Рис. 4.** Зависимость ориентации поляризации дифракционного пучка  $\beta$  от угла линейной поляризации падающего пучка  $\alpha$  ( $d = 26.4 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 628 \text{ nm}$ ,  $\epsilon_{\text{pol}} = 2.2535$ ,  $\epsilon_{\perp} = 2.3$ ,  $\epsilon_{\parallel} = 2.9474$ ,  $c = 0.35$ ).



**Рис. 5.** Зависимость эллиптичности поляризации дифракционного пучка  $\mu$  от угла линейной поляризации падающего пучка  $\alpha$  ( $d = 26.4 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 628 \text{ nm}$ ,  $\epsilon_{\text{pol}} = 2.2535$ ,  $\epsilon_{\perp} = 2.3$ ,  $\epsilon_{\parallel} = 2.9474$ ,  $c = 0.35$ ).

поляризации падающего пучка  $\alpha$ . Мы видим, что эллиптичность поляризации дифракционной волны возрастает почти линейно от 0 до 0.96 при азимутальном угле падающей волны от  $0^\circ$  до приблизительно  $55^\circ$ , после чего эллиптичность начинает убывать, опять почти линейно до 0.

Таким образом, в интервале азимутального угла падающей волны  $\alpha$  от  $0^\circ$  до приблизительно  $55^\circ$  ориентация эллипса не следит за ориентацией линейной поляризации  $\alpha$  (оставаясь ближе к  $p$ -поляризации), а просто увеличивается эллиптичность  $\mu$ . Около  $55^\circ$  поляризация дифракционной волны почти круговая. В интервале  $\alpha$   $50^\circ - 60^\circ$  слегка сплюснутая окружность поляризации резко меняет ориентацию приблизительно на  $80^\circ$ . В интервале  $\alpha$   $60^\circ - 90^\circ$  эллиптичность начинает убывать, но при этом ориентация почти не меняется (оставаясь ближе к  $s$ -поляризации).

## 3. Теоретическое рассмотрение

1) Зависимость дифракционной эффективности от поляризации. Рассмотрим толстую анизотропную голографическую решетку, которая запи-

сана в полимерно-диспергированном жидком кристалле (ПДЖК). В то же время она является ненаклонной, прозрачной, с толщиной  $d$  и с периодом  $\Lambda$ . Направим ось  $u$  вдоль нормали к поверхности решетки, а ось  $x$  — вдоль вектора решетки (рис. 2). Свет падает на ПДЖК под углом  $\theta_i$  (угол вне решетки), а плоскостью падения является плоскость  $XU$ . Предполагаем, что падающий свет монохроматичен и линейно поляризован с длиной волны  $\lambda_0$  в вакууме и волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  с абсолютным значением  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ . Предположим, что модуль электрического поля падающей волны равен  $E_0$ . Следуя теории связанных волн [28–30], в приближении медленно меняющихся амплитуд выходная дифракционная волна имеет следующий вид:

$$E_{dp}(d) = -iE_{0ip} \sqrt{\frac{\chi_{dp}}{\chi_{ip}}} \frac{\sin \sqrt{v_p^2 + \xi_p^2}}{\sqrt{1 + \frac{\xi_p^2}{v_p^2}}} \exp[i\xi_p d], \quad (1)$$

$$E_{ds}(d) = -iE_{0is} \sqrt{\frac{\chi_{ds}}{\chi_{is}}} \frac{\sin \sqrt{v_s^2 + \xi_s^2}}{\sqrt{1 + \frac{\xi_s^2}{v_s^2}}} \exp[i\xi_s d], \quad (2)$$

где  $\chi_{ip,dp}$ ,  $\chi_{is,ds}$  являются коэффициентами связи падающей и дифракционной волны

$$\chi_{ip,dp} = \frac{k_0 A_p}{4g_{ip,dp} n_{ip,dp} \cos \varphi_{ip,dp}} \quad \text{для } p\text{-волны}, \quad (3)$$

$$\chi_{is,ds} = \frac{k_0 A_s}{4g_{is,ds} n_{is,ds} \cos \varphi_{is,ds}} \quad \text{для } s\text{-волны}. \quad (4)$$

В последних выражениях  $A_p$  и  $A_s$  описывают модуляцию для  $p$ - и  $s$ -волны

$$A_p = \varepsilon_{\perp}^1 \sin \varphi_{ip} \sin \varphi_{dp} - \varepsilon_{\parallel}^1 \cos \varphi_{ip} \cos \varphi_{dp} \quad \text{для } p\text{-волны}, \quad (5)$$

$$A_s = \varepsilon_{\perp}^1 \quad \text{для } s\text{-волны}. \quad (6)$$

В выражении (5)  $\varepsilon_{\perp, \parallel}^1 = (\varepsilon_{\perp, \parallel}^{LC} - \varepsilon_{\text{pol}})(c - a)$ ,  $\varepsilon_{\perp, \parallel}^{LC}$  — перпендикулярная и параллельная компоненты диэлектрической проницаемости ЖК;  $\varepsilon_{\text{pol}}$  — диэлектрическая проницаемость полимера;  $c$  — объемная концентрация ЖК;  $a$  — часть концентрации ЖК, которая не участвует в модуляции концентрации;  $g_{ip,dp}$ ,  $g_{is,ds}$  — косинусы углов между волновыми векторами и векторами Пойнтинга

$$g_{ip,dp} = \frac{\varepsilon_{\parallel}^0 \sin^2(\theta_{ip,dp}) + \varepsilon_{\perp}^0 \cos^2(\theta_{ip,dp})}{\sqrt{(\varepsilon_{\parallel}^0)^2 \sin^2(\theta_{ip,dp}) + (\varepsilon_{\perp}^0)^2 \cos^2(\theta_{ip,dp})}} \quad \text{для } p\text{-волны}, \quad (7)$$

$$g_{is,ds} = 1 \quad \text{для } s\text{-волны}, \quad (8)$$

$n_{ip,dp}$ ,  $n_{is,ds}$  — средние коэффициенты преломления для падающего и дифракционного пучков соответственно

$$n_{ip,dp}^2 = \frac{\varepsilon_{\perp}^0 \varepsilon_{\parallel}^0}{\varepsilon_{\perp}^0 \cos^2(\theta_{ip,dp}) + \varepsilon_{\parallel}^0 \sin^2(\theta_{ip,dp})} \quad \text{для } p\text{-волны}, \quad (9)$$

$$n_{is,ds}^2 = \varepsilon_{\perp}^0 \quad \text{для } s\text{-волны}. \quad (10)$$

Здесь и далее  $\theta_{ip,dp}$ ,  $\theta_{is,ds}$  — углы падения и дифракции внутри образца для  $s$ - и  $p$ -компонент соответственно;

$\varphi_{ip,dp}$ ,  $\varphi_{is,ds}$  — углы между нормалью к поверхности ПДЖК (ось  $ou$ ) и вектором Пойнтинга для падающего и дифракционного пучков соответственно

$$\varphi_{ip,dp} = \theta_{ip,dp} + \arccos(g_{ip,dp}) \quad \text{для } p\text{-волны}, \quad (11)$$

$$\varphi_{is,ds} = \theta_{is,ds} \quad \text{для } s\text{-волны}, \quad (12)$$

$v_{p,s}$  — модуляционный параметр, который описывает глубину модуляции

$$v_{p,s} = d \sqrt{\chi_{ip,dp} \chi_{dp,ds}}, \quad (13)$$

а  $\xi_{p,s}$  — параметр брэгговской расстройки, который описывает отклонение от условия Брэгга

$$\xi_{p,s} = \frac{dg_{dp,ds} \Delta_{p,s}}{4k_0 n_{dp,ds} \cos \varphi_{dp,ds}}, \quad (14)$$

где  $\Delta_{p,s}$  — фазовая расстройка от условия Брэгга, которую определим подобно Когельнику [28]

$$\Delta_{p,s} = \frac{k_{dp,ds}^2 - k_{ip,is}^2}{2k_{ip,is}}. \quad (15)$$

Здесь  $k_{ip,is} = k_0 n_{ip,is}$  и  $k_{dp,ds} = k_0 n_{dp,ds}$  — волновые числа прошедшей и дифракционной волн для  $s$ - и  $p$ -компонент. В выражениях (1) и (2)  $E_{0ip} = E_0 \cos \alpha$ ,  $E_{0is} = E_0 \sin \alpha$  модули  $s$ - и  $p$ -компонент падающего пучка, где  $\alpha$  — азимутальный угол линейной поляризации падающего пучка. Согласно определению дифракционной эффективности [29],

$$\eta_{p,s} = \frac{E_{dp,ds}(d) E_{dp,ds}^*(d) n_{dp,ds} g_{dp,ds} \cos \varphi_{dp,ds}}{E_{ip,is}(0) E_{ip,is}^*(0) n_{ip,is} g_{ip,is} \cos \varphi_{ip,is}}, \quad (16)$$

которое с помощью выражений (1), (2) можно написать в удобной форме

$$\eta_{p,s} = \frac{\sin^2 \sqrt{\xi_{p,s}^2 + v_{p,s}^2}}{1 + \xi_{p,s}^2 / v_{p,s}^2}. \quad (17)$$

Поскольку в дифракционной решетке  $s$ - и  $p$ -компоненты распространяются, не взаимодействуя друг с другом, то для любой поляризации падающего пучка дифракционную эффективность можно выразить через  $s$ - и  $p$ -компоненты следующим образом:

$$\eta = \frac{\eta_s f_s \sin^2 \alpha + \eta_p f_p \cos^2 \alpha}{f}, \quad (18)$$

где  $f_s = n_{is} g_{is} \cos(\varphi_{is}) / n_{ds} g_{ds} \cos(\varphi_{ds})$ ,  $f_p = n_{ip} g_{ip} \times \cos(\varphi_{ip}) / n_{dp} g_{dp} \cos(\varphi_{dp})$ ,  $f = \cos(\theta_i) / \cos(\theta_d)$ ,  $\theta_i$  и  $\theta_d$  — углы прошедшей и дифрагированной волны вне решетки; при брэгговском падении мы имеем  $\theta_i = \theta_d = \theta_B$ .

На рис. 3 приведена теоретическая зависимость (сплошная кривая) дифракционной эффективности от азимутального угла поляризации падающего пучка при падении под углом Брэгга ( $\Delta = 0$ ). Легко увидеть, что

дифракционная эффективность при азимутальном угле  $\alpha = 0^\circ$  ( $p$ -поляризованная волна) больше, чем при  $\alpha = 90^\circ$  ( $s$ -поляризованная волна). Как видно, поведение теоретической кривой находится в хорошем соответствии с экспериментальными результатами. Однако абсолютное значение теоретической кривой несколько выше экспериментальной. Дело в том, что мы пренебрегаем поглощением решетки, полагаем модуляцию коэффициента преломления синусоидальным, что также является приближением. Поэтому абсолютное значение экспериментальной дифракционной эффективности несколько ниже теоретической.

2) Изменение состояния поляризации. Обсудим изменение состояния поляризации в толстой анизотропной голографической решетке. Предположим, что падающая волна линейно поляризована под азимутальным углом  $\alpha$ . Нашей задачей является выяснение зависимости состояния поляризации дифрагированной волны от азимутального угла поляризации  $\alpha$ , а именно зависимость ориентации и эллиптичности поляризации дифрагированной волны. Задача сводится к вычислению модулей  $s$ - и  $p$ -волн дифрагированной волны при  $y = d$  и фазового набег между  $s$ - и  $p$ -компонентами из-за анизотропности решетки. Если разложить линейно поляризованную волну с модулем  $E_0$  на  $p$ - и  $s$ -компоненты, то для  $p$ -волны модули электрических полей падающей и дифрагированной волн в точке  $y = 0$  равны  $E_{0ip} = E_0 \cos \alpha$ ,  $E_{0id} = 0$ , а для  $s$ -волны  $E_{0is} = E_0 \sin \alpha$ ,  $E_{0ds} = 0$ . Следовательно, выходные  $p$ - и  $s$ -компоненты дифракционной волны можно написать по формуле (1) и (2). В случае падения под углом Брэгга  $\Delta = 0$  или  $\xi = 0$ , следовательно,  $p$ - и  $s$ -компоненты выходной дифракционной волны примут следующий вид:

$$\begin{aligned} E_{dp} &= -iE_0 \sin v_p \cos \alpha, \\ E_{ds} &= -iE_0 \sin v_s \sin \alpha. \end{aligned} \quad (19)$$

Для  $\alpha = 0^\circ$  получим чистую  $p$ -волну и  $s$ -компонента будет отсутствовать, а в случае  $\alpha = 90^\circ$  получим чистую  $s$ -волну. Общее поле дифракционного света можно представить следующим образом:

$$\mathbf{E}_d(d) = \mathbf{E}_{ds} \exp(i(k_0 r_{ds} - \omega t)) + \mathbf{E}_{dp} \exp(i(k_0 r_{dp} - \omega t)) \quad (20)$$

или

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_d(d) &= \mathbf{e}_{ds} R_{ds} \exp\left(i\left(k_0 r_{ds} - \omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right) \\ &+ \mathbf{e}_{dp} R_{dp} \exp\left(i\left(k_0 r_{dp} - \omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right), \end{aligned} \quad (21)$$

где  $\mathbf{e}_{ds}$  и  $\mathbf{e}_{dp}$  — единичные векторы по направлениям  $\mathbf{E}_{ds}$  и  $\mathbf{E}_{dp}$ ,  $R_{ds}$  и  $R_{dp}$ , являются модулями дифракционной волны соответственно для  $s$ - и  $p$ -компонент и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} R_{ds} &= E_0 \sin v_s \sin \alpha, \\ R_{dp} &= E_0 \sin v_p \cos \alpha, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $r_{ds}$  и  $r_{dp}$  — оптические пути, которые проходят  $s$ - и  $p$ -волны.

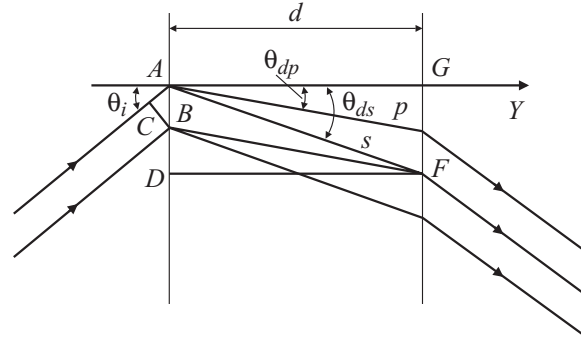


Рис. 6. Вспомогательная схема для расчета разницы оптических путей  $s$ - и  $p$ -волн в дифракционной решетке.

Фазовое расхождение  $s$ - и  $p$ -волн для дифракционной волны примет следующий вид:

$$\delta = k_0 r_{ds} - k_0 r_{dp}. \quad (23)$$

Из рис. 6 видно, что  $\delta$  можно вычислить следующим образом. Поскольку

$$\begin{aligned} r_{ds} &= AC + n_{ds} AF, \quad r_{dp} = n_{dp} CF \\ AC &= d(\operatorname{tg} \theta_{ds} - \operatorname{tg} \theta_{dp}) \sin \theta_i, \end{aligned}$$

то

$$AF = \frac{d}{\cos \theta_{ds}}, \quad CF = \frac{d}{\cos \theta_{dp}}.$$

Окончательно имеем

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{d}{\cos \theta_{ds}} n_{ds} + d(\operatorname{tg} \theta_{ds} - \operatorname{tg} \theta_{dp}) \sin \theta_i - \frac{d}{\cos \theta_{dp}} n_{dp} \right]. \quad (24)$$

Согласно [31], из полученных нами результатов (22), (24) мы можем записать угол ориентации эллиптической поляризации (угол между главной полуосью эллипса и плоскостью падения) выходного дифракционного пучка в следующем виде:

$$\beta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{2R_{ds} R_{dp}}{R_{dp}^2 - R_{ds}^2} \cos \delta \right). \quad (25)$$

Определим эллиптичность как отношение малой полуоси выходного эллипса к большой  $\mu = R_{\min}/R_{\max}$ . Очевидно, что и эллиптичность  $\mu$  и угол ориентации  $\beta$  зависят от азимутального угла поляризации падающего пучка. На рис. 4 приведена теоретическая (сплошная кривая) зависимость угла ориентации эллипса  $\beta$  от азимутального угла поляризации падающего пучка  $\alpha$  для параметров решетки  $d = 26.4 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 628 \text{ nm}$ ,  $\varepsilon_{\text{pol}} = 2.2535$ ,  $\varepsilon_{\perp} = 2.3$ ,  $\varepsilon_{\parallel} = 2.9474$ ,  $c = 0.35$ . Поведение теоретической кривой хорошо совпадает с экспериментальными значениями. На рис. 5 приведена теоретическая (сплошная кривая) зависимость эллиптичности  $\mu$  от азимутального угла поляризации падающего пучка  $\alpha$ , для вышеуказанных параметров.

## 4. Обсуждение

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально исследованы дифракционная эффективность и изменение состояния поляризации линейно поляризованного света в толстой анизотропной голограмме под углом Брэгга в зависимости от азимутального угла поляризации падающего пучка. Приведено подробное описание экспериментальной установки, с помощью которой проводились исследования. Оказывается, что, меняя поляризацию падающего пучка, можно в некоторых пределах управлять дифракционной эффективностью анизотропной голограммы. Исследования показывают, что ориентация эллипса дифракционного пучка в большинстве бывает ближе  $0^\circ$  или  $90^\circ$ . Резкое изменение ориентации от  $0^\circ$  к  $90^\circ$  наблюдается в узком интервале азимутального угла поляризации падающего пучка. В обычном одноосном кристалле резкое изменение ориентации эллипса пучка наблюдается при  $45^\circ$ , при этом же угле эллиптичность максимальна. В толстых анизотропных дифракционных решетках это изменение происходит позже (около  $55^\circ$ ), причиной чего является то, что в этих материалах эффективность дифракции  $p$ -поляризованной волны больше, чем  $s$ -поляризованной волны (это видно из рис. 3). Следовательно, ориентация в большинстве остается ближе  $p$ -поляризованной, т.е. угол начальной поляризации должен быть больше  $45^\circ$ , чтобы в дифрагированном пучке амплитуды  $p$ - и  $s$ -компонент были равны, тогда при этом угле будет наблюдаться резкое изменение ориентации. В толстых анизотропных дифракционных решетках эллиптичность достигает максимума около  $55^\circ$  по той же причине.

Авторы благодарны Т. Галстяну и С. Харбору из университета Лаваль (Квебек) за предоставление дифракционных решеток на основе ПДЖК чувствительных на ближней инфракрасной области спектра.

Исследования, представленные в настоящей работе, были возможны, в частности, благодаря гранту CRDF (№ AP2-2302-YE-02).

## Список литературы

- [1] Pilot P., Boiko Y., Galstian T.V. // SPIE. 1999. Vol. 3635. P. 143–150.
- [2] Banyasz I. // Opt. Comm. 2000. Vol. 181. P. 215–221.
- [3] Pilot P., Galstian T.V. // ICAPT'2000. Proc. SPIE. 2000. Vol. 4087. P. 1302–1309.
- [4] Bouguin F., Galstian T.V. // SPIE. Santa Fe; New Mexico, 2001. Vol. 4342. P. 492–501.
- [5] Galstian T., Tork A. United States Patent. June 4. 2002. 6.398.981.
- [6] Nagtegaale P., Galstian T.V. // Synthetic Metals. 2002. Vol. 127. P. 85–87.
- [7] Капуто Р., Сухов А.В., Уметон Ч. и др. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 6 (12). С. 1374–1383.
- [8] Денисюк Ю.Н., Ганжерми Н.М., Черных Д.Ф. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 9. С. 25–30.
- [9] Ганжерми Н.М., Денисюк Ю.Н., Конол С.П. Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 16. С. 22–29.
- [10] Qi J., DeSarkar M., Warren G.T. et al. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. P. 4795–4800.
- [11] Domash L.H., Chen Y.M., Gozewski C. et al. // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3010. P. 214–228.
- [12] Domash L.H., Chen Y.M., Gomatam B. et al. // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2689. P. 188–194.
- [13] Bunning T.J., Natarajan L.V., Tondiglia V.P. et al. // Annual Review of Materials Science. 2000. Vol. 30. P. 83–115.
- [14] Sutherland R.L., Natarajan L.V., Tondiglia V.P. et al. // Chem. Mater. 1993. Vol. 5. P. 1533–1538.
- [15] Yeh P. Optical Waves in Layered Media. New York: Wiley, 1988. 406 p.
- [16] Noiret N., Meyer C., Lougnot D.J. et al. // Pure Appl. Opt. 1994. Vol. 3. P. 55–71.
- [17] Zhao G., Mouroulis P. // J. Mod. Opt. 1994. Vol. 41. P. 1929–1939.
- [18] Sheridan J.T., Lawrence J.R. // JOSA A. 2000. Vol. 17. P. 1108–1114.
- [19] Lee H., Gu X. and Psaltis D. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 65. P. 2191–2194.
- [20] Larson D.A., Black T.D., Green M. et al. // J. Opt. Soc. Am. A 7. 1990. P. 1745–1750.
- [21] Escuti M.J., Qi J., Crawford G.P. // Opt. Lett. 2003. Vol. 28. P. 522–524.
- [22] Fontecchio K., Bowley C.C., Crawford G.P. // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3800. P. 36–44.
- [23] Liu Y., Zhang B., Jia Y. et al. // Opt. Comm. 2003. Vol. 218. P. 27–32.
- [24] Butler J.J., Rodriguez M.A., Malcuit M.S. et al. // Opt. Comm. 1998. Vol. 155. P. 23–27.
- [25] Sutherland R.L., Tondiglia V.P., Natarajan L.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. P. 1420–1422.
- [26] Pilot P., Boiko Y.B., Galstian T.V. // SPIE. 1999. Vol. 3638. P. 26–34.
- [27] Fuh A.Y.-G., Lee C.-R., Ho Y.-H. // Appl. Opt. 2002. Vol. 41. P. 4585–4589.
- [28] Kogelnik H. // Bell Syst. Tech. J. 1969. Vol. 48. P. 2909–2947.
- [29] Montemezzani G. and Zgonik M. // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55. 1. P. 1035–1047.
- [30] Galstian T.V., Akopyan R.S., Galstyan A.V. et al. // JOSA B. (submitted).
- [31] Davis C.C. Lasers and Electro-Optics. Cambridge; New York, 1996. 720 p.